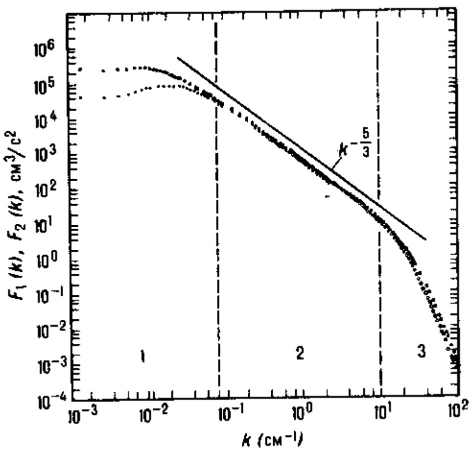

Рис. 5. Одномерные спектры пульсаций продольной $F_1(k)$ и поперечной $F_2(k)$ — компонент скорости на оси осесимметричной струи при $Re=3{,}7\cdot10^5$ на расстоянии $70d$ (k — продольная компонента волнового вектора, d — диаметр сопла). Типичным для таких спектров является наличие трёх выделенных интервалов: 1 — энергосодержащий интервал, в котором форма спектра зависит от механизма возбуждения турбулентности; 2 — инерционный интервал, характеризующийся постоянным потоком энергии по спектру; 3 — интервал вязкой диссипации энергии.

Прошло ок. 20 лет с момента создания теории Колмогорова и выдвижения им гипотезы, что при больших числах Рейнольдса Т. является локально (т. е. для достаточно мелкомасштабных движений) однородной и изотропной, прежде чем она получила эксперим. подтверждение. Эксперименты, выполненные к 1962 в следе за островом в канале около Ванкувера во время прилива, при числах Рейнольдса $Re=3\cdot10^8$, продемонстрировали закон «$k^{-5/3}$» для волновых чисел, изменяющихся на три порядка. В последующие годы универсальность этого закона была подтверждена экспериментами во многих др. течениях при больших числах Рейнольдса: в струях, сдвиговых слоях, в лаб. и атм. пограничных слоях, в следе за цилиндром и т. п.

Универсальность спектра Колмогорова — независимость от источника энергии — является в определ. степени специфич. свойством, присущим Т. в простых средах, напр. в нейтральных жидкостях, в к-рых отсутствует характерный внутр. масштаб. В более сложных средах, напр. в плазме, Т. — результат взаимодействия разл. полей и/или возбуждений с разными характерными частотами, масштабами и полосами поглощения (см. *Турбулентность плазмы*). Кроме того, существенными могут оказаться нелинейные механизмы диссипации — коллапс ленгмюровских волн в плазме (см. *Волновой коллапс*), обрушение *внутренних волн* или *волн на поверхности жидкости* и т. п. В такой ситуации простые модели типа инерц. интервала и передачи энергии от крупномасштабных движений к мелкомасштабным неприменимы, а одних только соображений размерности недостаточно для получения результатов в замкнутом виде. Степенные спектры в подобных ситуациях также возможны, но при определ. ограничениях, напр. если выполнены условия возбуждения лишь одного типа волн. Для слабой Т. такие спектры в приближении случайных фаз могут быть получены из кинетич. ур-ний для волн. Примером является спектр Захарова — Филоненко $E_k\sim k^{-11/4}$ для *капиллярных волн*, к-рый также соответствует инерц. интервалу.

Перемежаемость Т. Из экспериментов выяснилось, что колмогоровский спектр $k^{-5/3}$ часто наблюдается не только там, где он должен обнаруживаться — в инерционном интервале,— но и в диапазоне малых волновых чисел и/или даже при умеренных числах Рейнольдса, когда критерии однородности и изотропности Т., строго говоря, не выполнены. Это привело к выводу, что колмогоровский закон $k^{-5/3}$, основанный на самых общих предположениях, не отражает всю специфику гидродинамич. Т., описываемой ур-ниями Навье — Стокса. Имеется ещё одно существенное противоречие между колмогоровской моделью и экспериментом, заключающееся в следующем. Предположение теории Колмогорова о том, что единственный размерный параметр, определяющий свойства Т. в инерц. интервале,— ср. скорость передачи энергии по спектру $\bar{\varepsilon}$ (равная скорости её диссипации) — в действительности нарушается, если ε является сильно флуктуирующей величиной (Л. Д. Ландау, 1944). В этом случае появляются дополнит. независимые параметры, характеризующие статистич. свойства ε. Эксперименты Дж. Бэтчелора (G. Batchelor) и А. Таунсенда (A. Townsend) в 1949 и многих др. исследователей не только свидетельствуют о флуктуац. характере ε в пространстве и времени, но и показывают, что осн. вклад в усреднённое значение ε дают редкие её флуктуации, существенно превышающие фоновый уровень. Это свойство, получившее назв. перемежаемости Т., иллюстрирует рис. 6, на к-ром представлена скорость диссипации γ флуктуаций концентрации пассивной примеси, величины, во многом аналогичной ε.

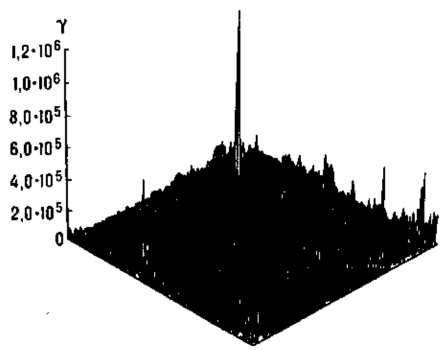

Рис. 6. Скорость диссипации γ флуктуаций концентрации пассивной примеси в поперечном сечении струи (фрагмент). Наличие пиков свидетельствует о сильной перемежаемости течения (C. Meneveau, K. R. Sreenivasan, 1989).

Учёт перемежаемости привёл в дальнейшем к созданию фрактальной модели Т. Её физ. интерпретация состоит в следующем. В процесс передачи энергии от крупных вихрей к более мелким вовлечён не весь объём крупного вихря, а лишь его активная часть, к-рая может быть охарактеризована коэф. $\beta=2^{D_\beta-3}$, равным отношению объёма вновь образующихся вихрей с масштабом $l_{n+1}\sim2^{-n-1}l_0$ к объёму исходного вихря с масштабом $l_n\sim2^{-n}l_0$, где l_0 — характерный масштаб всего течения. Это приводит к следующему выражению для структурной ф-ции:

$$\langle|\Delta u|^p\rangle\sim l^{\xi_p};\ \xi_p=\frac{p(D_\beta-2)}{3}+(3-D_\beta),$$

где D_β — фрактальная размерность (см. *Фракталы*) области, занятой активными вихрями (естественно, речь идёт о фрактальной размерности, получающейся при «физ.» переходе к пределу при условии $l>l_d$). Хотя в этой модели (β-модель) свободный параметр D_β не определён, её точным следствием является линейная зависимость ξ_p от p, к-рая не подтверждается эксперим. данными для высших моментов. Это несоответствие снимается в мультифрактальной модели, в к-рой предполагается, что передача энергии от бо́льших масштабов к меньшим сосредоточена на множествах S_h с фрактальной размерностью $D(h)$, на каждом из к-рых в инерц. интервале также имеет место масштабная инвариантность, но со своим показателем h. Фрактальная картина Т. хорошо видна, напр., на рис. 6, 7.

Структурный подход. Основы структурного подхода были заложены Л. Ричардсоном (L. Richardson, 1922), предложившим каскадную модель передачи энергии от круп-